КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 539.124.6 : 533.9.01

О ФОТОН-ПЛАЗМОННОМ ПЕРЕХОДЕ $2^3S_1 - 1^3S_1$ В ПОЗИТРОНИИ

С. А. Каплан, Е. Б. Клейман

Как известно [1, 2], аннигиляция позитронов в плазме чаще всего проходит через стадию образования атомов позитрония. Например (см. [1]), только 25% позитронов с начальной энергией 100 *Мэв* аннигилируют в «свободном» состоянии. Остальные затормаживаются до тепловых энергий и образуют с электронами плазмы атомы позитрония, из которых 3/4 оказываются в ортосостоянии и 1/4 в парасостоянии. Более 50% атомов позитрония образуются в возбужденном состоянии и потом каскадным образом переходят в основное состояние, где и аннигилируют.

Как правило, вероятности каскадных радиационных переходов больше, чем вероятность аннигиляции, но у атома ортопозитрония есть метастабильное состояние 2^3S_1. Вероятность двухфотонного радиационного перехода в состояние 1^3S_1 равна всего $1{,}8\cdot10^{-3}$ *сек*$^{-1}$ и значительно меньше вероятности трехфотонной аннигиляции непосредственно с этого уровня, равной $\tau_3^{-1} = 8{,}9\cdot10^5$ *сек*$^{-1}$. Поэтому обычно считается [2], что ортопозитроний аннигилирует преимущественно из состояния 2^3S_1. Однако мы покажем, что в сильно турбулентной электрон-позитронной плазме двухквантовый индуцированный фотон-плазмонный переход $2^3S_1 - 1^3S_1$ оказывается более вероятным, чем трехфотонная аннигиляция с уровня 2^3S_1, и атомы ортопозитрония успевают перейти на уровень 1^3S_1, где они и аннигилируют с вероятностью $7{,}1\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$.

Двухквантовые процессы излучения атомных систем в плазменной среде, в которых один из излучаемых квантов является электромагнитной волной (фотоном), а второй — плазменной (плазмоном), рассматривались в работах [3, 4]. Пользуясь изложенным там методом, найдем вероятность перехода $2^3S_1 - 1^3S_1$, идущего с излучением фотона (t) и ленгмюровского (l) кванта. Учитывая лишь виртуальные переходы через состояния $2^3P_{0,1,2}$ (уровни тонкой структуры), имеем

$$A_{tl} = \sum_{i=0}^{2} A_{tl}^{(i)}, \tag{1}$$

где

$$A_{tl}^{(i)} = \frac{24\pi c r_0^2 \omega_*^2 g_i f_i f_i'}{(\omega_i - \omega_e)^2 + (1/4)\Gamma_i^2} \frac{W^l}{\hbar\omega_l}. \tag{2}$$

Здесь $g_i = \dfrac{2J_i + 1}{2(2J+1)}$, J, J_i — моменты состояния 2^3S_1 и состояний $2^3P_{0,1,2}$ соответственно. Далее, в (2) c — скорость света; r_0 — классический радиус электрона, ω_* — частота искомого перехода, а ω_i — частоты переходов $2^3S_1 - 2^3P_{0,1,2}$ соответственно; f_i и f_i' — силы осцилляторов переходов $2^3P_{0,1,2} - 1^3S_1$ и $2^3S_1 - 2^3P_{0,1,2}$; Γ_i — суммы ширин уровня 2^3S_1 и уровней $2^3P_{0,1,2}$; $\omega_e \approx \omega_{pe}$ — ленгмюровская частота, а W^l — плотность энергии ленгмюровских волн.

Приведем численные значения различных величин, входящих в (2), полученные на основании результатов работы [5]: $\omega_* \approx 0{,}75\cdot10^{16}$ *сек*$^{-1}$; $\omega_0 \approx 4\cdot10^{11}$ *сек*$^{-1}$; $\omega_1 \approx 3\cdot10^{11}$ *сек*$^{-1}$; $\omega_2 \approx 2\cdot10^{11}$ *сек*$^{-1}$; $f_i \approx 0{,}1$, $f_1' \approx f_2' = 5\cdot10^{-5}$ и $f_0' \approx 2\cdot10^{-5}$.

Используя эти значения и выражая величину W^l в *эрг/см*^{3} имеем в случае $\omega_l \gg \omega_{pe}$

$$A_{tl} \approx 6\cdot10^6\, W^l\ \text{сек}^{-1}. \tag{3}$$

Здесь величина A_{tl} не зависит от плазменной частоты, в отличие от случая $\omega_{pe} \gg \omega_l$, когда

$$A_{tl} \approx 8 \cdot 10^6 \, W^l \left(\frac{\omega_2}{\omega_{pe}}\right)^2 \text{сек}^{-1}. \tag{4}$$

Может быть, что одна из частот ω_l попадет внутрь спектрального интервала ленгмюровских волн или окажется вблизи него $\left(|\omega_{l'} - \omega_e| \ll \frac{1}{2}\Gamma_{l'}\right)$. Здесь вклад в A_{tl} вносит лишь область частот плазменных волн шириной $\frac{1}{2}\Gamma_{l'}$. Общее выражение для A_{tl} в этом случае имеет вид

$$A_{tl} = \frac{48\pi c r_0^2 \omega_*^2 f_{l'} f'_{l'}}{\Gamma_{l'}} \frac{W^l}{\hbar \omega_{l'}}. \tag{5}$$

Если, например, $\omega_{l'} = \omega_2$, то из (5) следует

$$A_{tl} \approx 10^{10} \, W^l \, \text{сек}^{-1}, \tag{6}$$

причем было учтено, что $A_{tl} < \Gamma_2^r$ ($\Gamma_2^r \approx 3 \cdot 10^8$ сек^{-1} - радиационная ширина уровня $2^3 P_2$).

Отметим, что общая формула (1) получена в рамках теории возмущений, условие применимости которой для рассматриваемого процесса имеет вид

$$W^l \ll \frac{m \omega_{pe}^2 I}{\pi e^2}, \tag{7}$$

где e и m — заряд электрона и его масса, а I — потенциал ионизации позитрония.

Выясним условия, при которых фотон-плазмонный переход $2^3 S_1 - 1^3 S_1$ будет более эффективным, чем трехфотонная аннигиляция. Полагая выполненным неравенство $A_{tl} \gg \tau_3^{-1}$ и учитывая условие (7), имеем в случае $\omega_l \gg \omega_{pe}$

$$\frac{m \omega_{pe}^2 I}{\pi e^2} \gg W^l \gg 0{,}1 \, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}. \tag{8}$$

В случае плотной плазмы, $\omega_{pe} \gg \omega_l$,

$$\frac{m \omega_{pe}^2 I}{\pi e^2} \gg W^l \gg 0{,}1 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_2}\right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}. \tag{9}$$

Подставляя в условие (8) численные значения различных величин, видим, что для его справедливости необходимо выполнение неравенства

$$\omega_{pe} \gg 3 \cdot 10^8 \, \text{сек}^{-1}. \tag{10}$$

Условие (9) справедливо, очевидно, при любых $\omega_{pe} \gg \omega_l$.

Таким образом, в турбулентной плазменной среде фотон-плазмонный переход $2^3 S_1 - 1^3 S_1$ может быть более эффективным, чем трехфотонная аннигиляция. Поэтому поиски наиболее долгоживущего состояния позитрония могут быть использованы в целях диагностики плазмы (по времени жизни $2^3 S_1$ состояния можно судить о величине W^l).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Власов, Антивещество, Атомиздат, М., 1966.
2. В. И. Гольданский, Физическая химия позитрона и позитрония, изд. Наука, М., 1968.
3. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 15, № 2, 305 (1972).
4. С. А. Каплан, Е. Б. Клейман, И. М. Ойрингель, Астрономический журнал, 49, № 2, 294 (1972).
5. А. А. Соколов, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 23, 253 (1953).

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
7 апреля 1972 г.